

Bestimmung von Inneren Konversions- koeffizienten mit einer Ge(Li)-Diode

1. Messungen
2. Einflüsse der Oberfläche

INAUGURALDISSERTATION

zur Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie
vorgelegt der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Basel

von

EUGEN HALLER
aus Basel

Basel
Buchdruckerei Birkhäuser AG

1970

Bestimmung von Inneren Konversions- koeffizienten mit einer Ge(Li)-Diode

1. Messungen
2. Einflüsse der Oberfläche

INAUGURALDISSERTATION

zur Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie
vorgelegt der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Basel

von

EUGEN HALLER

aus Basel

Basel

Buchdruckerei Birkhäuser AG

1970

Genehmigt von der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät auf Antrag
der Herren Professoren Dr. E. BALDINGER und Dr. P. HUBER.

Basel, den 28. April 1970

Prof. Dr. S. FALLAB
Dekan



Gewidmet meinem allzu früh verstorbenen Lehrer

Prof. Dr. E. Baldinger

Meinem verehrten Lehrer Prof. Dr. E. Baldinger möchte ich für sein unermüdliches Interesse und für die vielen anregenden Gespräche herzlich danken. Auch Herrn G. Matile, dessen Mitarbeit meine Dissertation gefördert hat, schulde ich grossen Dank.

Messung von Konversionskoeffizienten mit einer Ge-(Li)Diode

Summary. High resolution Ge(Li)-detectors, produced in our laboratory, were used to register simultaneously gammas and conversion electrons of nuclear transitions. Registration with arbitrarily narrow window can be achieved by direct irradiation of the intrinsic volume of the diode. Good agreement of the internal conversion coefficients α_K of 570 keV- ^{207}Pb , 1064 keV- ^{207}Pb and 662 keV- ^{137}Ba transitions with previous measurements has been found. The corresponding relative coefficients α_K/α_L and α_K/α_{M+N} do not appear to be published as yet and consequently only the values obtained at this laboratory are presented. The accuracy of the method is limited by the error in the full energy peak efficiency of the Ge(Li) detector and is in our experiments about 10% for α_K and < 10% for the α_K/α_L and α_K/α_{M+N} . The simple experimental arrangement and the rapidity with which results can be obtained give this method considerable preference. On the other hand irradiation into the intrinsic zone may imply difficulties concerning the surface treatment.

1. Experimentelle Anordnung

Der Übergang eines Kerns von einem Anfangs- in einen Endzustand ist von der Emission eines Gammaquants oder eines Hüllenelektrons, eines sogenannten «inneren Konversionselektrons» begleitet.

Allgemein wird ein innerer Konversionskoeffizient α_i wie folgt definiert:

$$\alpha_i = \frac{N_{ei}}{N_\gamma}$$

N_{ei} = Anzahl emittierter Elektronen pro Zeiteinheit aus der i -ten Schale,

N_γ = Anzahl emittierter Gammaquanten pro Zeiteinheit.

Da der Betrag von α_i unter anderem von der Multipolordnung des Übergangs abhängt, können gemessene α_i zu deren Bestimmung dienen. Das hat zu einer raschen Entwicklung der Methoden zur Messung von Konversionskoeffizienten geführt. Über die verschiedenen experimentellen Anordnungen geben die Artikel von HAMILTON et al. [5] und SUBBA RAO [6] einen guten Überblick.

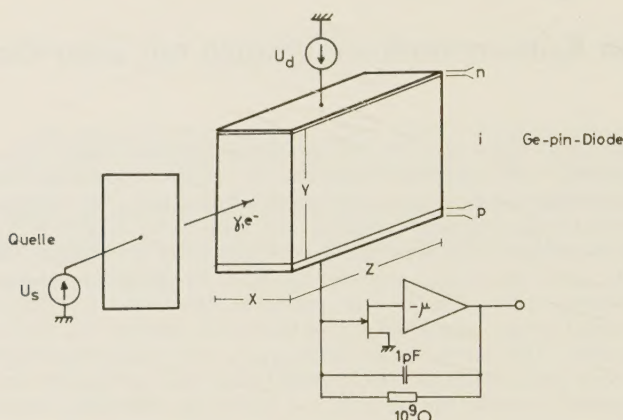
Im Zusammenhang mit der Herstellung und Anwendung von Ge(Li)-Dioden haben wir eine von der üblichen abweichende, experimentelle Anordnung zur Bestimmung von Konversionskoeffizienten aufgebaut und getestet.

Eine Ge(Li)-Planardiode wird über einen Kühlfinger aus einem «Linde»-Vorratsgefäß gekühlt. Eine 8 l-Varian-Ionengetterpumpe hält ein Vakuum von ca. 10^{-8} Torr aufrecht. Da das Spektrometer fensterlos arbeiten soll, wird die zu untersuchende Isotopenquelle mit in den Kryostaten eingebaut und auf einer Hochspannungsdurchführung gehaltert. Die Quelle kann auf ein gewünschtes Potential U_s gebracht werden, was zur Verschiebung der Konversionselektronenlinien führt [2].

Für sämtliche Messungen verwendeten wir eine Diode mit den folgenden Dimensionen:

$$X = 0,5 \text{ cm}, \quad Y = 0,72 \text{ cm}, \quad Z = 1,58 \text{ cm}.$$

Elektronen und Gammaquanten wurden in die XY -Oberfläche in Z -Richtung, also direkt in die Intrinsiczone, eingestrahlt (Fig. 1).



Figur 1

Geometrische Anordnung von Quelle und Diode.

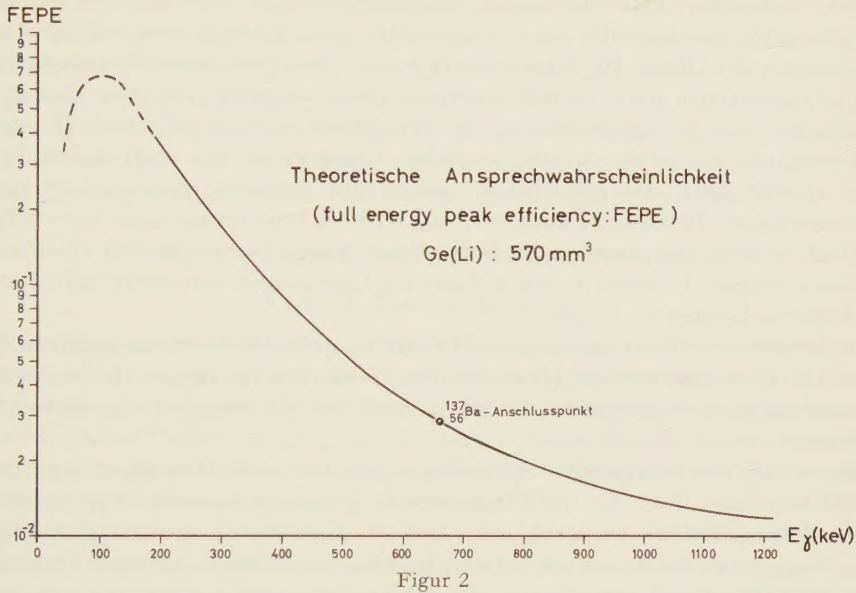
Der elektronische Teil der Apparatur besteht wie üblich aus einem ladungs-empfindlichen Vorverstärker mit gekühlter FET-Eingangsstufe, einem RC-RC-Verstärker und einem 400-Kanal RCL-Impulshöhenanalysator.

Der einfache mechanische Aufbau ermöglicht ein Auswechseln der Proben in vernünftiger Zeit. Dazu muss die Diode auf Zimmertemperatur erwärmt werden. Um einer Verunreinigung der Diode und des Kryostaten vorzubeugen, wird dieser vor und nach dem Quelleneinbau mit reinem N_2 gespült. Nach kurzem Redrift kann die Diode erneut gekühlt werden.

2. Registrierung von Gammastrahlen

Da wir zur Bestimmung von Konversionskoeffizienten die Photolinie (besser: Full Energy Peak) der Gammastrahlen verwenden, muss die entsprechende Ansprechwahrscheinlichkeit der Diode (full energy peak efficiency) bekannt sein. Gammastrahlen im Energiebereich 100 keV–1 MeV können ihre Energie durch Photo- oder Comptoneffekt verlieren. Im ersten Fall entsteht eine der Primärenergie der Gammastrahlung proportionale Ladung, die der Photolinie im Energiespektrum entspricht. Im zweiten Fall verteilt sich die Primärenergie auf ein Comptonelektron und ein gestreutes Gammaquant γ' . Wird γ' durch Photoeffekt absorbiert, so entspricht die gesamte entstandene Ladung wieder der Energie des primären Gammaquants, das heisst, dass auch dieses in die Photolinie gezählt wird. Eine Computerrechnung ergibt, dass für unsere Diodenabmessungen (Fig. 1) dieser Beitrag bei 300 keV bereits ca.

10% ist und bei 1 MeV die Photolinie einen Faktor zwei überhöht (Beitrag $\sim 100\%$). Die Absorptionskoeffizienten sind den Tabellen von STORM et al. [3] entnommen. Ähnliche Rechnungen haben WAINIO et al. [7] und DE CASTRO FARIA et al. [8] durchgeführt.



Figur 2

Berechnete und angeschlossene Ansprechwahrscheinlichkeit der Diode für Gammastrahlung (full energy peak efficiency).

Die so erhaltene funktionelle Abhängigkeit der Ansprechwahrscheinlichkeit (full energy peak efficiency) von der Energie stimmt gut mit dem experimentellen Kurvenverlauf überein. Mit einer geeichten Quelle oder mit Kernübergängen, deren Konversionskoeffizienten gut bekannt sind, lassen sich die experimentellen Kurven mit den errechneten in Übereinstimmung bringen (Fig. 2). In unserem Falle wurde der gut bekannte 662 keV-Übergang des $^{137}_{56}\text{Ba}$ als Anschlusspunkt verwendet.

3. Registrierung von Konversionselektronen

Damit sich die gute Energieauflösung des Spektrometers auch für Elektronen ausnützen lässt, sind diese möglichst fensterlos zu registrieren. Da die Quelle gegenüber der *i*-Zone der Diode im Kryostaten gehalten ist, müssen noch 3 Einflüsse berücksichtigt werden.

Die Eigendicke der Quellen wurde durch geeignete Herstellung ausreichend klein gehalten. Dazu liessen wir aus trägerfreier HCl-Lösung das radioaktive Isotop elektrolytisch auf ein geläpptes und geätztes Ge-Plättchen abscheiden. Aus der Reinheit der radioaktiven Lösung und der Aktivität der Quelle schliessen wir auf eine Eigendicke von unter 100 Å. Die Herstellung von Quellen durch Eintrocknen radio-

aktiver Lösungen bewährte sich nicht, da sich in den meisten Fällen die Bildung grösserer Kristalle schlecht vermeiden liess. Gewisse Quellen lassen sich durch Aufdampfen und nachträgliches Aktivieren im Reaktor herstellen.

Eine weitere absorbierende Schicht stellt die immer vorhandene Oxydschicht an der Diodenoberfläche dar. Deren Dicke dürfte einige 100 Å nicht überschreiten. Ihr Einfluss ist demnach vernachlässigbar. Die Elektronen, die auf die i -Zone auftreffen, gelangen somit ohne wesentlichen Energieverlust in die Intrinsiczone und somit in das Zählvolumen der Diode. Die Experimente zeigen, dass trotz dieser Voraussetzungen die Elektronenlinien nach tieferen Energien stark ausgeschmiert sein können. Die Ursache für diese Ladungsverluste liegt vermutlich in einer «Channel»-Bildung an der Oberfläche und einer daraus folgenden Veränderung des elektrischen Feldes. Dafür spricht auch die gelegentlich auftretende zeitliche Verschlechterung der Elektronenlinien. In diesem Zusammenhang wurden Impulse aus dem Vorverstärker mit stark verlängerter Anstiegszeit beobachtet. Neben den erwähnten Oberflächeneinflüssen können sie auch von den p - i und i - n Übergängen verursacht sein. Darüber sind Untersuchungen im Gange.

In den meisten Fällen ergibt unsere Behandlung der Diode eine brauchbare Oberfläche. Die Brauchbarkeit der Diode zum Nachweis von Elektronen ist im weiteren stark abhängig vom geeigneten Redriftingprozess und der Reinheit des verwendeten Kryostaten.

Die an die Diode angelegte Spannung ergibt bei guter Oberfläche eine lineare Potentialzunahme über die Intrinsiczone vom n - zum p -Kontakt. Elektronen mit verschiedenem Eintrittsort durchlaufen deshalb nicht die gleiche Potentialdifferenz $V_{\text{Quelle}} - V_{\text{Diode}}$, was einen entsprechenden Beitrag zur Verbreiterung der Elektronenlinien darstellt. Aus diesem Grund soll die Diodenspannung nur so hoch gewählt werden, wie dies für die einwandfreie Ladungssammlung nötig ist (~ 100 V/mm). Unter diesen Voraussetzungen darf man annehmen, dass alle Konversionselektronen in die entsprechende Linie gezählt werden. Die Integration über die Linie ergibt die Anzahl N_{ei} der auf die i -Zone aufgetroffenen Elektronen.

4. Messungen und Resultate

4.1 Eichung der Ansprechwahrscheinlichkeit (*full energy peak efficiency*)

Die Ansprechwahrscheinlichkeit wurde unter der Voraussetzung parallel einfallender Gammastrahlung berechnet. Die im folgenden angegebenen Abschätzungen zeigen, dass dies trotz flächenhafter Quelle im Abstand $d = 1$ cm von der Diode erlaubt ist. Wir stellen uns die Quelle als eine Gesamtheit einzelner Punktquellen vor. Für die Punktquelle auf der Symmetrieachse des Diodenzählvolumens (quaderförmig, Fig. 1) wächst der Verlust an Ansprechwahrscheinlichkeit in den Randpartien mit steigender γ -Energie und liegt bis zu 1 MeV unterhalb 10%. Für kleinere Gammaenergien nimmt die Absorption der Diode stark zu, sodass sich die Ansprechwahrscheinlichkeit derjenigen für parallel einfallende Strahlung nähert. Für eine Punktquelle im Abstand q von der Symmetrieachse ändert sich die Ansprechwahrscheinlichkeit mit $(q/d)^2$. Da $(q/d)^2$ in unserem Falle ausreichend kleiner als 1 ist, ist dieser Einfluss innerhalb der angegebenen Fehlergrenzen vernachlässigbar. Der so berechnete Verlauf der Ansprechwahrscheinlichkeit wurde an den gut bestimmbaren Wert bei

662 keV angeschlossen. Dieser Wert lässt sich aus dem α_K des 662 keV-Übergangs von ^{137}Ba ermitteln (von MERRITT [9] sehr genau gemessen).

4.2 Bestimmung der Intensität von Konversionselektronen- und Photolinien

Die Intensitäten der zur Bestimmung der Konversionskoeffizienten benötigten Linien wurden mit Hilfe eines Computerprogramms auf einer UNIVAC 1108 berechnet. Das Programm erlaubt es bis zu 3 überlappende Gausskurven mit je 3 variierbaren Parametern (Halbwertsbreite, Ort des Maximums und Fläche) zu entschmieren. Eine gewisse Willkür liegt in der Annahme über den Verlauf des Untergrundes innerhalb der Linie. Unterhalb jeder Linie nimmt dieser um einen der Linienintensität proportionalen Wert zu. Die Auswertung der Spektren mit verschiedenem Untergrundverlauf ergibt eine Unsicherheit in den Linienintensitäten unter 5%.

4.3 Bestimmung von Konversionskoeffizienten

4.3.1 Fehler und Resultate

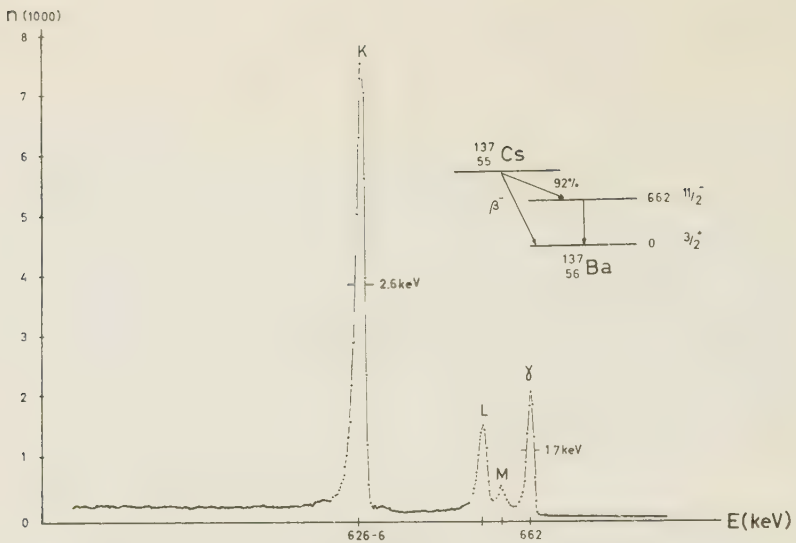
Die erreichbare Genauigkeit in der Bestimmung der α_K ist im wesentlichen durch die Unsicherheit in der Ansprechwahrscheinlichkeit gegeben. STEINER et al. [11] haben bestätigt, dass unser Verlauf der Ansprechwahrscheinlichkeit im Bereich von 100 keV bis 1 MeV besser als 15% mit der wahren Ansprechwahrscheinlichkeit übereinstimmt. Eine Eichung über diesen Energiebereich mit kalibrierten γ -Quellen würde den Fehler auf schätzungsweise 10% erniedrigen.

Die Gefahr, dass unbrauchbare Zonen im Intrinsicvolumen der Diode die Resultate verfälschen ist gering. Einerseits werden nur kleine Dioden mit Sperrströmen unter 100 pA, die aus grossen Einkristallen stammen, verwendet. Andererseits sind unbrauchbare Zonen verhältnismässig gut an der Verschlechterung des γ -Spektrums zu erkennen.

Im Gegensatz zu den absoluten α_K lassen sich die Verhältnisse α_K/α_L und α_K/α_{M+N} wesentlich genauer bestimmen. Da bei der Registrierung der Elektronen nur die Energie und zwar relativ wenig variiert, sonst aber alle Parameter bleiben, schätzen wir den Fehler unserer Resultate zu ca. 5%. Auch die Qualität der Elektronenlinien spielt eine untergeordnete Rolle, da alle in der gleichen Weise verschlechtert werden. Wir haben aus Spektren unterschiedlicher Qualität dieselben Resultate für die α_K/α_L und α_K/α_{M+N} erhalten. Der Fehler für α_K/α_{M+N} dürfte ein wenig grösser sein, da die Zählstatistik in der $(M+N)$ -Konversionselektronenlinie bereits eine Rolle spielt. Zum Vergleich unserer Ergebnisse mit früheren Messungen sind die genauesten Werte aus den Tabellen 4 und 5 zusammengestellt. Die theoretischen Werte stützen sich auf die Arbeiten von SLIV und BAND [10].

4.3.2 662 keV- $^{137}_{56}\text{Ba}$ -Übergang

Auf den β^- -Zerfall des $^{137}_{55}\text{Cs}$ -Kerns, der zum angeregten Zustand von $^{137}_{56}\text{Ba}$ führt, erfolgt der Übergang dieses Kerns in den Grundzustand unter Emission von M4-Gamma- oder Konversionselektronenstrahlung. Der gut bekannte Wert von α_K für diesen Übergang wurde zur Eichung der Ansprechwahrscheinlichkeit herangezogen. Das Spektrum in Figur 3 zeigt die entsprechenden γ - und Konversionselektronenlinien.



Figur 3

Gamma- und Konversionselektronenspektrum des 662 keV- $^{137}_{56}\text{Ba}$ -Übergangs. Vorspannung der Quelle $U_s = +6$ kV, Betriebsspannung der Diode $U_d = 1400$ V.

Für die relativen Konversionskoeffizienten erhalten wir folgende Werte:

	Theor. Werte [5]	Exp. Werte [12]
$\alpha_K/\alpha_L = 5,25 \pm 0,30$	5,4	$5,63 \pm 0,38$
$\alpha_K/\alpha_{M+N} = 12,4 \pm 1,0$	—	$19 \pm 4^1)$

4.3.3 570 keV- $^{207}_{82}\text{Pb}$ -Übergang

Das 570 keV-Niveau des $^{207}_{82}\text{Pb}$ -Kerns wird durch den radioaktiven Zerfall des $^{207}_{83}\text{Bi}$ -Kerns (K -Einfang) bevölkert. Der angeregte Pb-Kern geht unter elektrischer Quadrupolstrahlung in den Grundzustand über. Ein typisches Spektrum zeigt Figur 4. Wir erhalten die folgende Werte:

	Theor. Werte [5]	Exp. Werte [4], [5]
$\alpha_K = 0,015 \pm 0,003$	0,0159	$0,0160 \pm 0,0040$
$\alpha_K/\alpha_L = 3,00 \pm 0,15$	3,2	3,5
$\alpha_K/\alpha_{M+N} = 8,95 \pm 0,60$	—	—

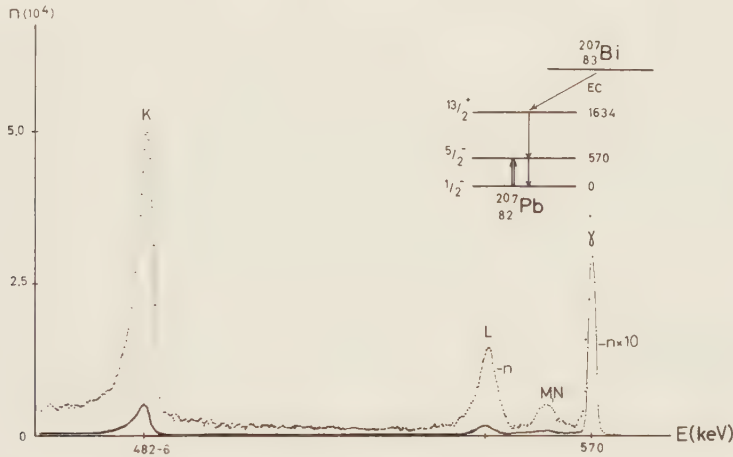
4.3.4 1064 keV- $^{207}_{82}\text{Pb}$ -Übergang

Die folgenden Resultate wurden mit derselben Quelle wie in 5.2.2 erhalten. Es handelt sich um einen M4-Übergang desselben Kerns. Figur 5 zeigt ein entsprechendes Spektrum.

¹⁾ Die Fehlerangabe des Autors enthält nur den Anteil des statistischen Fehlers.

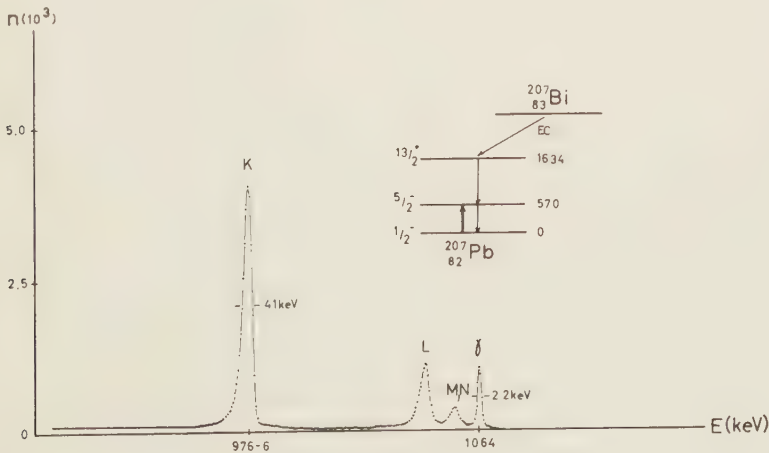
		Theor. Werte [5]	Exp. Werte [4], [5]
α_K	$= 0,095 \pm 0,014$	0,095	$0,096 \pm 0,004$
α_K/α_L	$= 3,20 \pm 0,15$	3,87	4,14
α_K/α_{M+N}	$= 9,02 \pm 0,60$	—	—

Abschliessend sei bemerkt, dass eine direkte Einstrahlung von Konversionselektronen in die Intrinsiczone eine sorgfältige Behandlung der Oberfläche der Zähl-diode bedingt.



Figur 4

Gamma- und Konversionselektronenspektrum des 570 keV- $^{207}_{82}\text{Pb}$ -Übergangs. $U_s = +6\text{ kV}$, $U_d = 800\text{ V}$.



Figur 5

Gamma- und Konversionselektronenspektrum des 1064 keV- $^{207}_{82}\text{Pb}$ -Übergangs. $U_s = +6\text{ kV}$, $U_d = 800\text{ V}$.

Unser Dank gilt Herrn G. MATILE für die wertvolle Hilfe und Beratung bei der Herstellung der Dioden, sowie dem Schweizerischen Nationalfonds für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit.

Literaturverzeichnis

- [1] E. BALDINGER und E. HALLER, *Gleichzeitige Registrierung von Gammas und Elektronen mit einer Ge-pin-Diode*, Helv. phys. Acta **40**, 800 (1967).
- [2] E. BALDINGER, E. HALLER und G. MATILE, *Eine Methode zur besseren Trennung von Konversionselektronen- und Gammalinien bei gleichzeitiger Registrierung mit Hilfe einer Ge-pin-Diode*, Helv. phys. Acta **41**, 425 (1968).
- [3] E. L. STORM, E. GILBERT, H. ISRAEL, Los Alamos Report LA-2237 (1958).
- [4] C. M. LEDERER, J. M. HOLLANDER, I. PERLMAN, *Table of Isotops*, 6th Edition 1968.
- [5] J. H. HAMILTON et al., *Experimental Values of Internal-Conversion Coefficients of Nuclear Transitions: Total and K-Shell Coefficients and L-Subshell Coefficients Ratios*, Nucl. Data **1 A**, 521 (1965/66).
- [6] B. N. SUBBA RAO, *Determination of Internal Conversion Coefficients*, Nucl. Instr. Meth. **45**, 22 (1966).
- [8] N. V. DE CASTRO FARIA and R. J. A. LÉVESQUE, Nucl. Instr. Meth. **46**, 325 (1967).
- [9] JANET S. MERRITT and J. G. V. TAYLOR, Anal. Chem. **37**, 351 (1965).
- [10] L. A. SLIV and I. M. BAND, K. SIEGBAHN, *Alpha-, Beta- and Gamma-Spectroscopy*, Vol. 2 (1965).
- [11] E. STEINER, P. HUBER, W. SALATHE und R. WAGNER, *(n, 2 n)-Querschnitte und Isomerquerschnittsverhältnisse in ^{76}Ge und ^{165}Ho im Energiebereich von 12,5 bis 18,5 MeV*, Helv. phys. Acta (im Druck).
- [12] J. H. HAMILTON, *Internal Conversion Processes*, 393–398 (1966).

Methoden zur Untersuchung der Oberfläche einer Ge(Li)-Diode

Summary. Channel formation on the intrinsic surface of Ge(Li)-planar detectors has been investigated. With a simple model we can understand the influence of a channel on the capacity of a detector, on the shape of conversion electron lines and on the full energy peak efficiency below 200 keV. With three different methods we can quickly determine length and sign of the channel. Both, chemical preparation of the detector and adsorption of gases on a cooled detector at 10^{-8} Torr can lead to a channel formation. The channel simulates an entrance window.

1. Einleitung

Im Zusammenhang mit der Bestimmung von Konversionskoeffizienten [1] haben wir darauf hingewiesen, dass der Oberflächenbehandlung von Ge(Li)-Dioden besondere Aufmerksamkeit gewidmet werden muss. Es zeigt sich nämlich, dass auch bei «fensterloser» Einstrahlung der Konversionselektronen in die Intrinsiczone einer planaren Ge(Li)-Diode eine mehr oder weniger starke Ausschmierung der Elektronenlinien nach niedrigeren Energien auftreten kann. In diesem Zusammenhang sei auch auf die Arbeit von C. R. Gruhn et al. [8] hingewiesen, in der stark asymmetrische Elektronenlinien zu erkennen sind. Die Erklärung der Autoren scheint uns nicht ausreichend, da sie die Ausschmierung lediglich mit der Streuung der Elektronen in der ca. $6\text{ }\mu\text{m}$ dicken Quellenbedeckung begründen.

Da die Auswertung stark asymmetrischer Linien grössere Fehler bei der Bestimmung der Konversionskoeffizienten verursacht, haben wir eine Oberflächenbehandlung verwendet, die einerseits eine stabile Detektoroberfläche bildet und andererseits zu symmetrischen Elektronenlinien führt. Eine schwache Oxydation während 2–4 Min. in 20% H_2O_2 -Lösung bei 20°C unmittelbar nach dem Ätzen und vor dem Einbau erfüllt diese Forderungen ausreichend. Im weiteren soll das Restgas im Kryostaten möglichst wenig organische Substanzen, CO_2 und H_2O enthalten. Wird der Detektor nicht oxydiert, so gehen die anfänglich symmetrischen Elektronenlinien selbst bei relativ gutem Vakuum ($\sim 10^{-8}$ Torr) im Laufe der Zeit in asymmetrische über, so dass in einigen Fällen nur noch eine Stufe anstelle einer Gausskurve im Spektrum zu erkennen ist. Das Ziel dieser Arbeit besteht darin, zu zeigen, dass die Deformation der Elektronenlinien durch eine Kanalbildung an der Detektoroberfläche erzeugt wird. Eine Kanalbildung, die gleichbedeutend einer Bandrandverbiegung ist, entsteht, wenn Ladungen auf die Oberfläche der *i*-Zone gelangen, zum Beispiel durch Adsorption von Restgasen oder Anlagerung von Ionen.

Die Kanalbildung wurde mit Hilfe dreier Methoden untersucht:

- Messung der Diodenkapazität C_d in Funktion der Diodensperrspannung U_d .
- Beeinflussung der Diodenkapazität und der Form von Konversionselektronenlinien durch ein elektrisches Feld senkrecht zur Oberfläche.
- Abtasten der Oberfläche mit Elektronen.

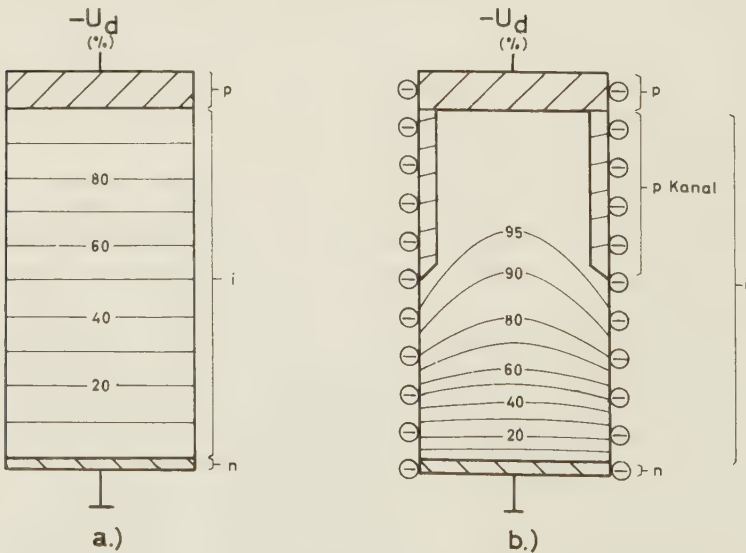
Die drei Methoden werden im folgenden erläutert. Der Sperrstrom kann zur Untersuchung der Oberfläche nicht verwendet werden, da er sich bei den erwähnten Experimenten zu wenig ändert ($\Delta I_d < 1 \text{ pA}$).

Die Oberflächenuntersuchungen von J. Llacer [9] wurden mit einer Lichtprobe an Si(Li)-Detektoren auf Zimmertemperatur durchgeführt und zeigen einen Zusammenhang zwischen Oberflächensperrstrom und Rauschen.

2. Methoden zur Untersuchung der Oberfläche einer Ge(Li)-Planardiode.

2.1. Modell einer Ge(Li)-Diode mit Oberflächenkanal

Sieht man davon ab, dass p -dotiertes Germanium mit Lithium nur bis auf eine Restkonzentration von der Grössenordnung 10^8 Akzeptoren/cm³ kompensiert werden kann [2], so darf man annehmen, dass eine in Sperrichtung an eine Ge(Li)-Planardiode angelegte Spannung in der Intrinsiczone ein im wesentlichen konstantes elektrisches Feld erzeugt. Das Potential steigt im Inneren der Diode linear von der p - zur n -Seite an (Fig. 1a). Durch Ladungen auf der Oberfläche (Ionen, geladene Moleküle) wird die Potentialverteilung gestört. Zur Vereinfachung des Problems nehmen wir an, dass solche Ladungen homogen auf der ganzen Diodenoberfläche verteilt seien. In Figur 1b ist der Querschnitt einer Diode mit negativen Ladungen auf der Oberfläche dargestellt. Die elektrischen Feldlinien verlaufen nicht mehr parallel von der n - zur p -Zone



Figur 1

Querschnitt mit Potentiallinien durch das Modell einer Ge(Li)-Diode. a) ohne Oberflächenladung, b) mit negativer Oberflächenladung Q_k und p -Kanal.

wie im ungestörten Fall. Ein Teil der Feldlinien endet auf den Ladungen an der Oberfläche. Ist die Ladungsdichte gross genug, so wird von einer gewissen Stelle an das elektrische Feld längs der Oberfläche beinahe verschwinden. Es bildet sich eine mit Löchern angereicherte Zone, ein sogenannter Kanal aus. Die Feldstärke innerhalb des Kanals parallel zur Oberfläche ist praktisch null. Um ein Bild vom Verlauf der elektrischen Feldlinien und des Potentials zu erhalten, ist ein Analogiemodell mit Hilfe eines kohlebeschichteten, leitenden Papiers hergestellt worden. Obwohl unser Modell nur zweidimensional ist, erhält man ein anschauliches Bild in einem mittleren Querschnitt der Diode. Die n - bzw. p -Zone sowie der Kanal wurden durch Leitsilberkontakte hergestellt und stellen Potentiallinien dar. Einspeisen eines Stromes I in je 4 Randpunkte zwischen Kanalende und n -Zone simuliert die Ladungen auf der Oberfläche. Die Stromstärke I soll so gewählt werden, dass ein sehr kleiner Potentialabfall ($0,01 \text{ V}_0$) zwischen dem Kanalende und den unmittelbar benachbarten Einspeisepunkten auftritt.

Mit dem so gewonnenen Bild der Feldverteilung lässt sich sowohl die Änderung der Diodenkapazität in Funktion der Diodensperrspannung, als auch in Funktion eines senkrecht zur Oberfläche angelegten elektrischen Feldes qualitativ gut erklären. Ebenso kann man den Einfluss der Kanalbildung auf die Elektronen- und Gamma-spektroskopie deuten.

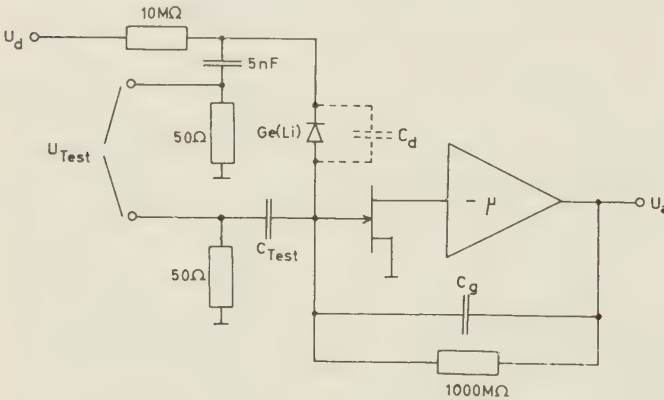
Die Kanalbildung hängt von der Endbehandlung des Detektors vor dem Einbau und den Betriebsbedingungen im Kryostaten ab. Durch Oxydation unserer Ge(Li)-Detektoren während 2–4 Min. in 20% H_2O_2 bei 20°C kann deren Empfindlichkeit auf adsorbierte Restgase stark reduziert werden. Wird eine Diode nur geätzt und gewaschen, so sind unmittelbar nach Einbau und Abkühlen keine Oberflächenladungen festzustellen. Mit der Zeit bildet sich in unserem Kryostaten auch bei einem Restdruck von 10^{-8} Torr ein starker p -Kanal aus. Wird eine solche Diode kurz (1 Min.) auf ca. 0°C aufgewärmt und danach wieder abgekühlt, so ist kein Kanal mehr beobachtbar. Nach einiger Zeit stellt er sich aber von neuem ein. Dieses Verhalten lässt darauf schliessen, dass adsorbierte Gase die Kanalbildung verursachen. Die Untersuchung der Restgaszusammensetzung in dem verwendeten Kryostaten zeigt, dass bei einem Totaldruck von 10^{-8} Torr die Massen 16, 17, 18 und 28 vorherrschen. Man kann diese Massenzahlen $\text{CH}_4^+/\text{O}_2^{++}$, OH^+ , H_2O^+ und CO^+/N_2^+ zuordnen. Da die Massen $32(\text{O}_2^+)$ und $14(\text{N}_2^+)$ praktisch nicht beobachtbar sind und die Temperatur der Diode für die Kondensation von N_2 und O_2 zu hoch liegt, kann man annehmen, dass entweder H_2O , CO oder CH_4 für die Kanalbildung in Frage kommen. Aus der Literatur [3, 6, 7] ist bekannt, dass die Adsorption von H_2O auf Ge-Oberflächen zu einem n -Kanal führt. Die Untersuchungen über den Einfluss von Wasserdampf und anderen Gasen auf Ge-Oberflächen sind aber stets unter völlig andersartigen Bedingungen als sie bei einer gekühlten Ge(Li)-Diode vorliegen durchgeführt worden. Aus diesem Grund darf H_2O als Ursache für eine p -Kanalbildung nicht völlig ausgeschlossen werden. Da neben H_2O vor allem CO für den Druckanstieg beim Aufwärmen des Kühlfingers verantwortlich ist, kommt es ebenfalls als Ursache für die Kanalbildung in Frage. Dass CH_4 einen Kanal verursachen könnte ist unwahrscheinlich, da sich dessen Partialdruck beim Aufwärmen nur wenig ändert. Im weiteren ist zu berücksichtigen, dass die Ionengetterpumpe des Systems einen Einfluss auf die Ionenzusammensetzung hat.

2.2. Diodenkapazität C_d in Funktion der Diodenspannung U_d

Mit der Anordnung nach Figur 2 wurde die Diodenkapazität C_d in Funktion der Sperrspannung gemessen. Mit einer bekannten Gammalinie, Testimpulsen und den dazugehörigen Ausgangsimpulsen U_a lassen sich C_{Test} und C_g absolut eichen ($C_{\text{Test}} = 0,300 \pm 0,009$ pF; $C_g = 0,320 \pm 0,010$ pF). Schickt man den gleichen Testimpuls über die Diode und über C_{Test} auf den ladungsempfindlichen Vorverstärker, so ist das Verhältnis der Ausgangsspannungen U_a gleich dem Verhältnis C_d/C_{Test} . Daraus folgt:

$$C_d = C_{\text{Test}} \cdot \frac{U_a(\text{Diode})}{U_a(\text{Test})} \quad (1)$$

Gestützt auf unser Modell einer Ge(Li)-Planardiode mit Kanal, erwarten wir eine deutliche Abhängigkeit $C_d(U_d)$. Bei zu kleiner Diodensperrspannung tritt zusätzlich eine Kapazitätsänderung in Funktion von U_d auf, weil das elektrische Feld wegen der Restdotierung in der kompensierten Zone (p -Typ) noch nicht bis zur p -Zone reicht (not fully depleted). Aus der Restdotierung ($\sim 10^8$ Acceptoren/cm³) und aus der Gleichstromkennlinie, Figur 3, lässt sich abschätzen, dass bei der verwendeten Diode

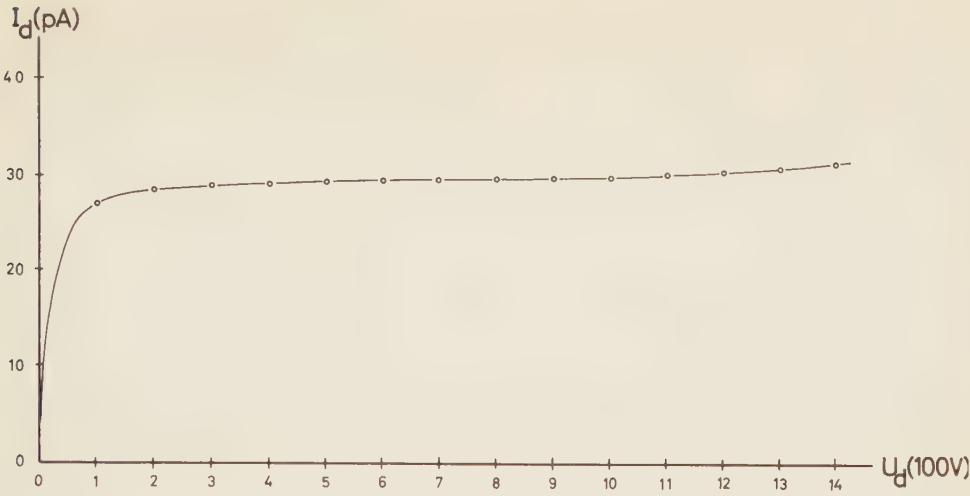


Figur 2

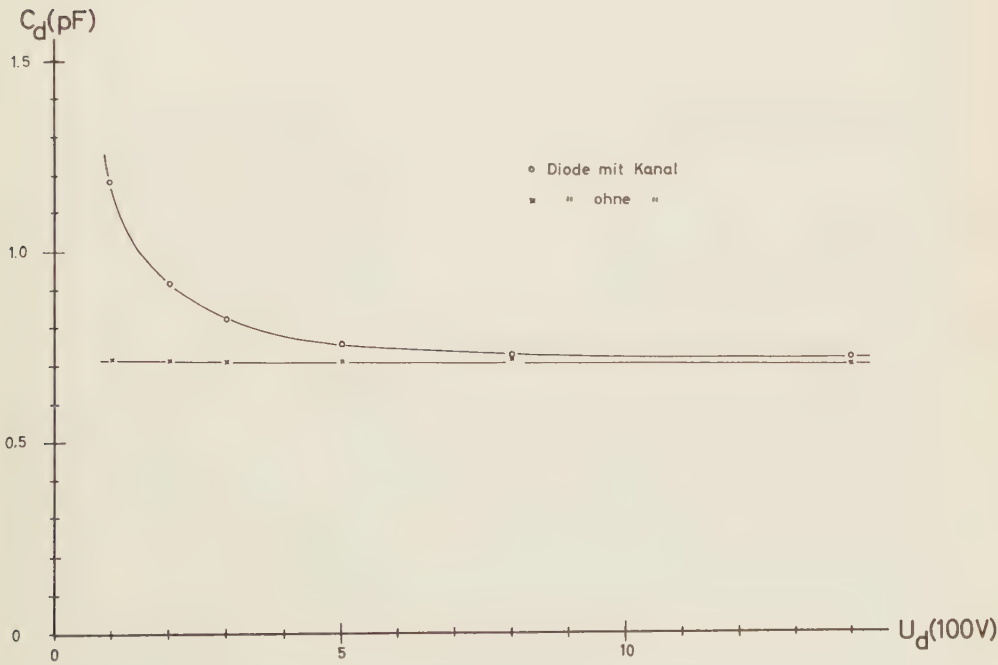
Anordnung zur Messung der Diodenkapazität C_d mit Testimpulsen. C_{Test} = Testimpulskapazität (0,300 pF), C_g = Gegenkopplungskapazität (0,320 pF).

dieser Effekt ab 10 V/mm- i -Zone vernachlässigbar ist. Die Abhängigkeit $C_d(U_d)$ in Figur 4 derselben Diode mit und ohne Kanal bestätigt unsere Annahme. Aus der gleichen Figur erkennt man ferner, dass eine Änderung der Kapazität C_d in Funktion der Sperrspannung U_d nicht allein einem schlecht kompensierten Zählvolumen zugeschrieben werden darf.

Im Gegensatz zur Diodenkapazität ändert sich bei der Kanalbildung der Sperrstrom nur unwesentlich ($\Delta I_d < 1$ pA) und kann deshalb nicht zur Beurteilung der Oberfläche benützt werden. Um eine korrekte Messung zu erhalten, muss man beachten, dass bei Erhöhen der Spannung U_d sich die neue Feldverteilung und damit das neue C_d schnell einstellt ($\tau < 1$ sec). Wird die $C_d(U_d)$ -Kennlinie von hohen nach niedrigeren Spannungen aufgenommen, so stellt sich die neue Feldverteilung etwa exponentiell mit einer Zeitkonstanten τ zwischen 1 und 10 Min. ein. Dieser Unter-



Figur 3
 I_d/U_d -Kennlinie einer Ge(Li)-Diode in Sperrichtung bei 77° K mit und ohne Kanal. Diodenabmessungen: Fläche $4,55 \times 7,65 \text{ mm}^2$, i -Zone = 8,0 mm.



Figur 4
 C_d/U_d -Abhängigkeit derselben Diode mit und ohne Kanal. Gleiche Diodenabmessungen wie in Figur 3.

schied lässt sich dadurch erklären, dass beim Erhöhen von U_d Ladungsträger aus dem Kanal abgesogen werden, was schnell erfolgen kann. Bei einer Verkleinerung von U_d hingegen müssen Ladungsträger zum Aufbau einer grösseren Anreicherungszone zugeführt werden. Dies erfolgt der geringen Feldstärke im Kanal und der kleinen Zahl freier Ladungsträger wegen langsamer.

Setzen wir für die Kapazität einer Ge(Li)-Planardiode

$$C_d = \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \frac{F}{i}, \quad (2)$$

i = Dicke der i -Zone (8 mm),

F = Fläche der Diode ($7,65 \times 4,55 \text{ mm}^2$),

$\varepsilon = 16$ (für Germanium),

so lässt sich die Kanallänge grob abschätzen, wenn wir vereinfachend annehmen, dass i in (2) sich um die Kanallänge l verkleinert.

$$C_d = \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \frac{F}{i - l}, \quad l = i - \frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot F}{C_d}. \quad (3)$$

Formel (3) ergibt die untere Grenze für l .

Die Kapazitätsmessung hat den Vorteil, dass sie schnell und einfach durchzuführen ist. Unter der Voraussetzung, dass das Intrinsicvolumen gut kompensiert ist, ergibt sich die beschränkte Aussage, ob ein Kanal vorhanden ist oder nicht.

2.3. Feldeffekt

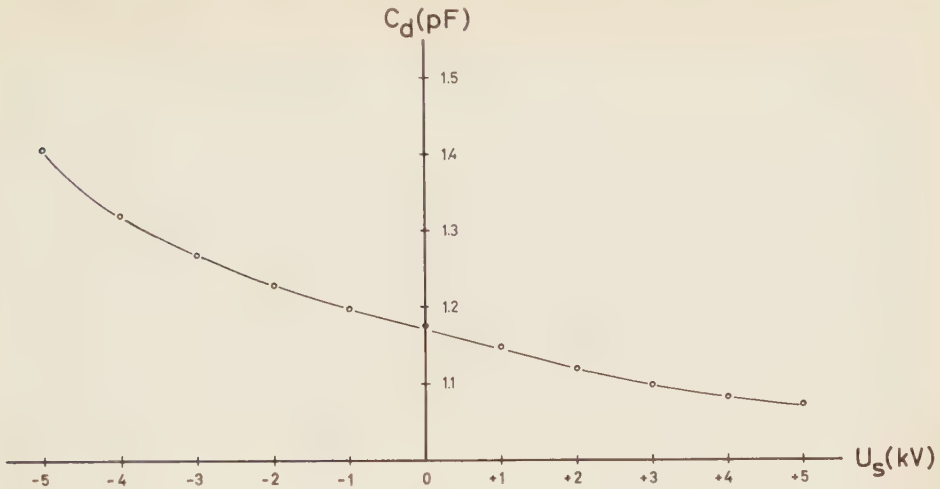
2.3.1. Einfluss auf die Diodenkapazität

Unter 2.1 wird angenommen, dass ein Kanal an der Oberfläche der Diode durch Ladungen entsteht. Trifft dieses Modell zu, so muss die Kanallänge durch ein elektrisches Feld senkrecht zur Oberfläche beeinflusst werden können. Zu diesem Zweck haben wir parallel zur schmälere Seitenfläche des Detektors ($4,55 \times 8,0 \text{ mm}^2$) im Abstand von 8 mm eine Metallplatte angebracht. Die Platte ist auf einer isolierten Durchführung im Kryostatendeckel montiert und kann auch als Quellenhalterung verwendet werden. Sie lässt sich von -6 bis $+6 \text{ kV}$ vorspannen. Das reicht aus, um gut messbare Kapazitätsänderungen zu erzeugen. Ebenso ist der Einfluss auf die Konversionselektronenlinien gut beobachtbar.

Je nach dem Vorzeichen der an der Feldplatte angelegten Spannung U_s wird der Einfluss der Oberflächenladung Q_k auf die Feldverteilung im Innern der Diode abgeschwächt oder verstärkt. Hat die Ladung auf der Feldplatte Q_s das entgegengesetzte Vorzeichen zur Ladung auf der Diodenoberfläche (Q_k), so wird der Kanal verkürzt und die Kapazität verkleinert, im anderen Fall verlängert und die Kapazität vergrößert. Deshalb kann aus der Abhängigkeit $C_d(U_s)$ direkt auf das Vorzeichen der Oberflächenladung geschlossen werden. Bei der Oberflächenbehandlung ohne Passivierung¹⁾ bildet sich auf der gekühlten Diode meist ein p -Kanal aus, der sich im Laufe

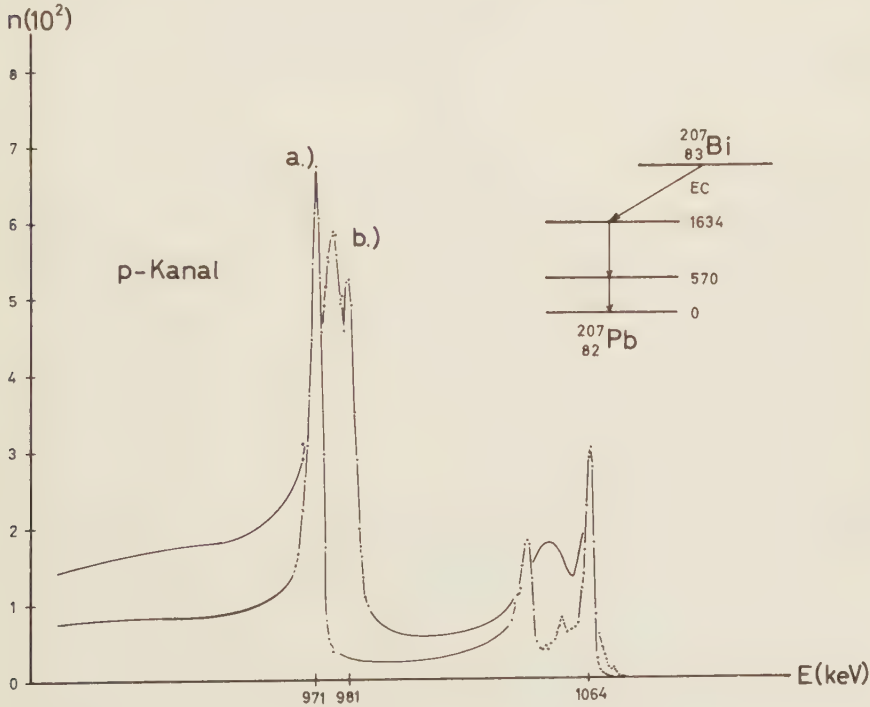
¹⁾ Für die Messung verwendete Oberflächenbehandlung: 1. Lappen der Oberfläche mit $5 \mu\text{m}$ -Aluminiumoxyd. 2. Ätzen: je 3 Min. in einem HNO_3/HF -Gemisch (2:1 und 5:1) bei ca. 15°C . 3. Waschen: je 20 sec in 2 aufeinanderfolgenden Bädern und danach im fließenden, destillierten und desionisierten H_2O . 4. Trocknen im N_2 -Strahl, Einbau, Redrift, Kühlen.

der Zeit verstärkt (Kapazitätsmessung nach Fig. 2). Figur 5 zeigt eine typische Abhängigkeit $C_d(U_s)$ für einen p -Kanal ($\text{sign}(Q_k) = \text{neg.}$).



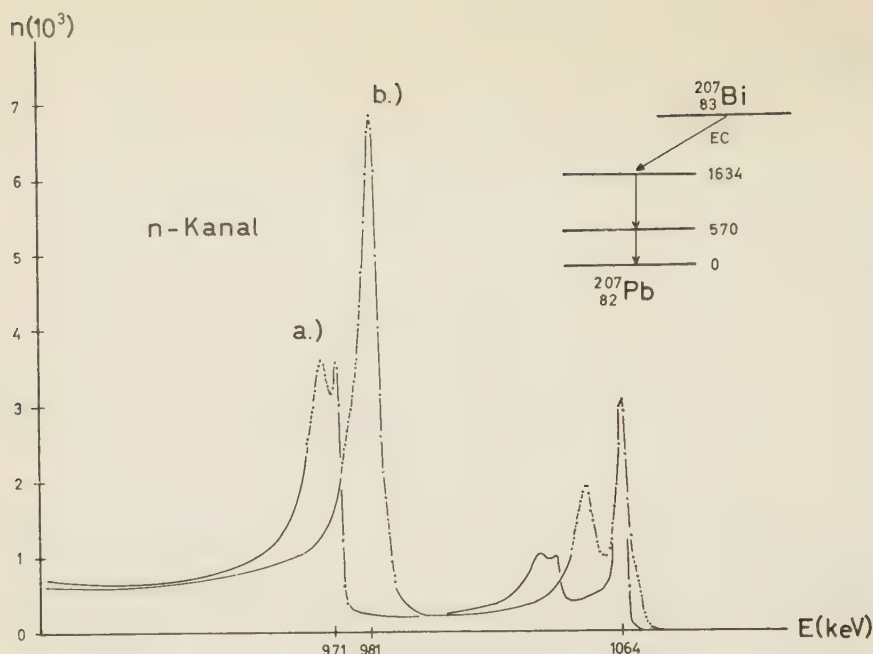
Figur 5

C_d/U_s -Abhängigkeit einer Ge(Li)-Diode mit p -Kanal. U_s = Potential der einer Seite ($4,55 \times 8,0 \text{ mm}^2$) der Diode gegenüber montierten Feldplatte. Gleiche Diodenabmessungen wie in Figur 3.



Figur 6

Konversionselektronen- und Gammaspektren des $^{207}_{82}\text{Pb}$ (1064 keV)-Überganges. a) $U_s = +5 \text{ kV}$ ergibt gute Elektronenlinien ($\text{sign} Q_s \neq \text{sign} Q_k$), b) $U_s = -5 \text{ kV}$ ergibt schlechte Elektronenlinien ($\text{sign} Q_s = \text{sign} Q_k$) Ge(Li)-Diode mit p -Kanal.



Figur 7
Gleiche Spektren wie in Figur 6. Ge(Li)-Diode mit n -Kanal.

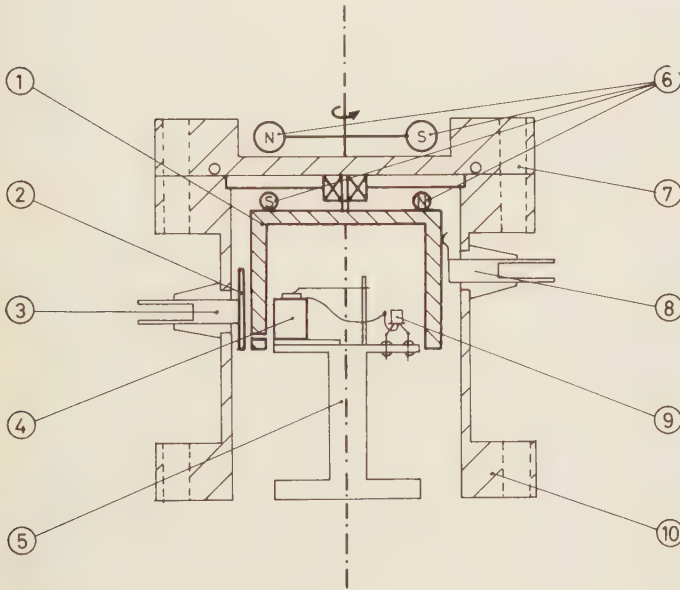
2.3.2. Linienform von Konversionselektronen

Eine weitere Möglichkeit den Oberflächenkanal zu untersuchen und dessen Vorzeichen zu bestimmen, liegt darin, dass sich die Form von Konversionselektronenlinien mit der Spannung U_s verändern lässt. Elektronen, die direkt in die Intrinsiczone eingestrahlt werden, ionisieren von der Oberfläche an ins Innere. Ist die Oberfläche ladungsfrei, so verlaufen alle Feldlinien parallel von der n - zur p -Zone, und die ganze von den Elektronen erzeugte Ladung wird gesammelt. Tritt ein Kanal auf, so werden Elektronen, die in der Kanalzone ionisieren, nicht bei der vollen Energie im Spektrum erscheinen. Wegen dem äusserst schwachen Feld treten ballistische und durch Rekombination verursachte Ladungsverluste auf. Treffen die Elektronen auf ein Gebiet hoher Feldstärke, ist eine totale Ladungssammlung gewährleistet. Im Zwischengebiet werden sich zunehmende Ladungsverluste ergeben. Die Linien, die in dieser Weise entstehen, sind gegen niedrigere Energien stark ausgeschmied. Mit der Verkürzung bzw. Verlängerung des Kanals durch das elektrische Feld senkrecht zur Oberfläche lässt sich somit neben der Verschiebung der Elektronenlinien ($E' = E - e \cdot U_s$) auch deren Form beeinflussen. Bei einer Verkürzung des Kanals ($\text{sign } Q_s \neq \text{sign } Q_k$) werden die Linien schmaler und symmetrischer, bei einer Verlängerung ($\text{sign } Q_s = \text{sign } Q_k$) werden sie breiter und asymmetrischer. Die Figuren 6 und 7 zeigen diesen Effekt für je eine Diode mit p - bzw. n -Kanal. In Extremfällen entsteht anstelle einer gaussförmigen Elektronenlinie nur noch eine Stufe.

2.4. Abtasten der Oberfläche

Gegenüber den Feldeffektmethoden bietet das Abtasten der Oberfläche mit Elektronen die Möglichkeit, Länge und Vorzeichen des Kanals zu bestimmen. Der apparative Aufwand dagegen ist grösser; Figur 8.

Den Hauptteil stellen die Schlitzblenden dar, die in einem drehbaren Aluminium-Zylinder eingefräst sind. Mit den Abständen Quelle-Zylinder von 0,2 mm und Zylinder-Diode von 0,5 mm wird eine 1 mm breite Zone der Diode bestrahlt. Auf dem Zylinderumfang befinden sich 10 Schlitzze in der Höhe um je 1 mm und radial um je 30° versetzt. Weiter ist eine Öffnung von $6 \times 10 \text{ mm}^2$ angebracht, durch die eine Seitenfläche bestrahlt werden kann. Für reine γ -Messungen kann die Diode ganz von der Quelle abgeschirmt werden. Der Blendenzylinder ist mit einer Magnetkupplung von aussen drehbar und über eine Durchführung mit einem Goldgleitkontakt auf Spannungen von ca. -6 bis $+6 \text{ kV}$ vorspannbar. Aus den Spektren, die mit dieser Anordnung gewonnen werden, kann man unmittelbar auf die Länge und das Vorzeichen des Kanals schliessen.



Figur 8

Schematische Darstellung der Anordnung zur zonenweisen Abtastung einer Diodenoberfläche.

- 1 Aluminium-Zylinder mit Schlitzzen $0,6 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$, durch die Konversionselektronen von 2 auf eine Zone der Diode 4 gelangen können;
- 2 Quellenhalterung und $^{207}_{83}\text{Bi}$ -Quelle, vorspannbar auf $U_s = \pm 6 \text{ kV}$;
- 3 Durchführung zur Halterung der Quelle;
- 4 Ge(Li)-Diode, n -Seite gegen Kühlfinger 5, p -Seite am FET-Gate;
- 5 Cu-Kühlfinger;
- 6 4 Stabmagnete bilden die Kupplung zur Drehung von 1;
- 7 Aluminium Deckel;
- 8 Durchführung zur Kontaktierung von 1;
- 9 gekühlter Feldeffekt-Transistor;
- 10 Aluminiumgehäuse.



Figur 9

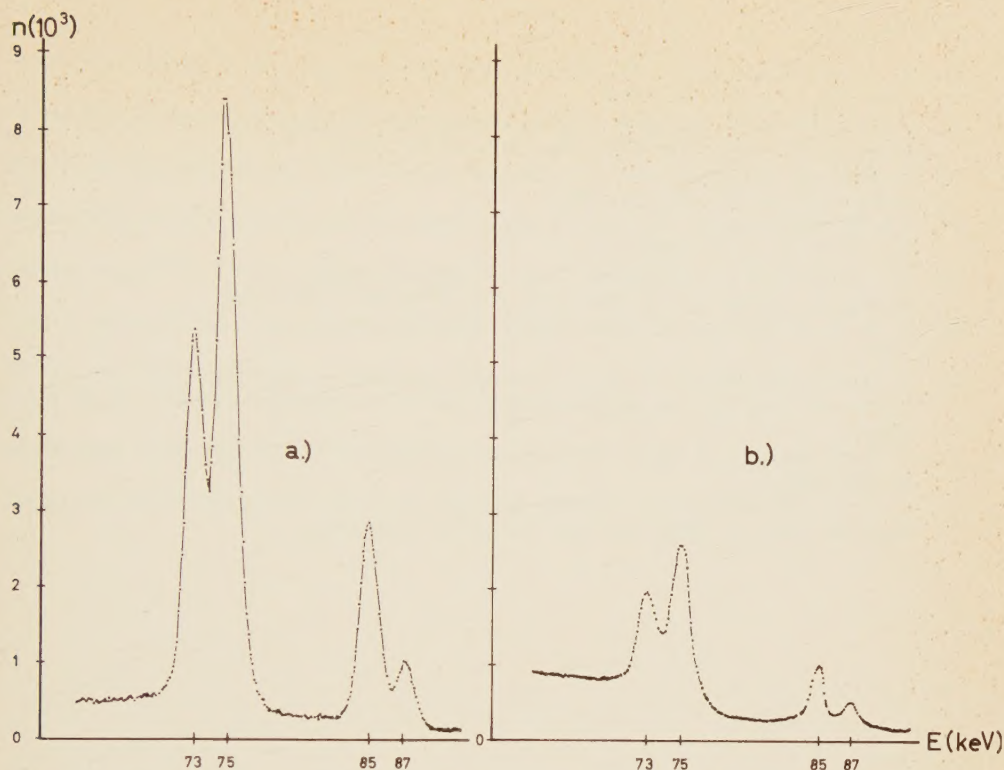
Teilspektren des 1064 keV- ^{207}Pb -Überganges mit der Anordnung nach Figur 8 registriert. n = Anzahl Impulse pro Kanal, K = K -Konversionselektronenlinie, γ = Photolinie, N = Nummer des Schlitzes, durch den das nebenstehende Spektrum registriert wurde (vom n -Kontakt der Diode her gezählt). Diodenabmessungen wie in Figur 3.

Besteht z.B. ein p -Kanal, so erscheinen in den Spektren von der p -Zone her längs des Kanals keine Elektronenlinien. Von Kanalende bis zur n -Zone können Elektronen registriert werden.

Bei dieser Messmethode ergeben sich Schwierigkeiten in bezug auf die Quellenherstellung. Die Quelle soll homogen, dünn und stark sein. Durch Elektrolyse von $^{207}_{83}\text{BiCl}$ in 1n-HCl-Lösung auf ein vergoldetes Messingblech konnten Quellen mit genügender Homogenität hergestellt werden. Bei der erreichten Quellstärke ($\sim 1 \mu\text{Ci}/\text{cm}^2$) müssen wir mindestens 1 h pro Schlitz registrieren. Kurzfristige Messungen unmittelbar nach Einbau der Diode sind somit nicht möglich. In Figur 9 ist eine Serie von Spektren, gemessen mit einer Diode von 8 mm i -Zone und 6 mm langem p -Kanal dargestellt. Nur die beiden der n -Zone benachbarten Schlitz 1 und 2 zeigen Spektren mit Elektronenlinien.

2.5. Einfluss des Kanals auf die Gamma-Spektroskopie

Der Einfluss der Kanalbildung auf die Registrierung von Gammas ist stark energieabhängig. Bei Energien $E_\gamma > 1 \text{ MeV}$ herrscht bei kleinen Dioden (Zählvolumen $\sim 1 \text{ cm}^3$) im ganzen Zählvolumen der gleiche Gammafluss. Für Gammas, die nahe der Oberfläche registriert werden, verursacht der Kanal Ladungsverluste zwischen 0 und 100%. Dies führt im Spektrum zu einer Erhöhung des Untergrundes unterhalb jeder Gammalinie. Auch nimmt die Ansprechwahrscheinlichkeit für Gammas ab. Dieser Effekt ist bei hohen Energien klein und muss nur bei präziser



Figur 10

Pb-K-Röntgenspektren. a) mit einer Ge(Li)-Diode ohne Kanal, b) mit derselben Diode mit starkem Kanal registriert. In beiden Fällen wurden die Röntgenquanten von der eingebauten Quelle direkt in die *i*-Zone der Diode eingestrahlt.

Bestimmung der Linienintensität berücksichtigt werden. Grösser wird der Einfluss bei Energien $E_\gamma < 100$ keV. Figur 10 zeigt zwei Spektren der Pb-K-Röntgenstrahlung, die mit derselben Diode mit und ohne Kanal registriert wurden. Mit Kanal ist die Linienhöhe um den Faktor 3,2 kleiner und der Untergrund unterhalb der $K\alpha_2$ -Linie um den Faktor 2,0 grösser als ohne Kanal. Die Linienform bleibt, wenn man von der Untergrunderhöhung absieht, gut gaussförmig im Gegensatz zu hochenergetischen Elektronenlinien. Die Ansprechwahrscheinlichkeit (full energy peak efficiency) verändert sich, wie man aus Figur 10 erkennen kann, stark. Die Abnahme der Ansprechwahrscheinlichkeit unterhalb 100 keV wird meistens absorbierendem Material zwischen Diode und Quelle zugeschrieben. Wie man sieht, täuscht die Kanalbildung ein Fenster vor, dessen Dicke sich im Verlauf der Zeit ändern kann. Wenn die Intensität der Strahlung von Interesse ist, soll aus diesem Grund besonders bei kleinen Dioden der Verlauf der Ansprechwahrscheinlichkeit öfters überprüft werden.

Dem Schweizerischen Nationalfonds danken wir für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit.

LITERATUR

- [1] E. BALDINGER und E. HALLER, *Messung von Konversionskoeffizienten mit einer Ge(Li)-Diode*, *Helv. phys. Acta* **42**, 949 (1969).
- [2] F. BUSCHOR und E. BALDINGER, *Untersuchungen über die Trägerrekombination in Intrinsic-Ge bei tiefen Temperaturen*, *Helv. phys. Acta* **43**, 133 (1970).
- [3] A. MANY, Y. GOLDSTEIN and N. B. GROVER, *Semiconductor Surfaces* (North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1965).
- [4] J. M. MCKENZIE and R. C. DE WIT, *Surface Treatment of Semiconductor Detectors*, *IEEE Nucl. Sci. NS* **15**, Nr. 1, 444 (1968).
- [5] R. C. DE WIT and J. M. MCKENZIE, *Surface Preparation to Obtain Good I-V Characteristics on Germanium Lithium Diodes*, *IEEE Nucl. Sci. NS* **15**, Nr. 3, 352 (1968).
- [6] W. H. BRATTAIN and J. BARDEEN, *Surface Properties of Germanium*, *Bell. S. techn. J.* **32**, 1 (1953).
- [7] J. TORKEL WALLMARK and R. R. JOHNSON, *Influence of Hydration-Dehydration of the Germanium Oxide Layer on the Characteristics of P-N-P Transistors*, *RCA Rev.* **18**, Nr. 4, 512 (1957).
- [8] C. R. GRUHN et al., *A Single Ge(Li) Conversion-Coefficient Spectrometer*, *Nucl. Instr. Meth.* **75**, 109 (1969).
- [9] J. LLACER, *Geometric Control of Surface Leakage Current and Noise in Lithium Drifted Silicon Radiation Detectors*, *IEEE Nucl. Sci. NS* **13**, Nr. 1, 93 (1966).

Curriculum vitae

Am 5. Januar 1943 wurde ich, EUGEN ERNST HALLER, heimatberechtigt in Basel, Reinach (AG) und Lenzburg, als Sohn des Eugen Haller, kaufmännischer Angestellter, und der Maria Haller, geborene Nabholz, in Basel geboren.

Von 1950 bis 1954 besuchte ich in Basel die Primarschule und trat anschliessend in das Mathematisch-Naturwissenschaftliche Gymnasium ein, wo ich 1962 die Maturprüfung Typus C bestand. Im Frühjahr 1962 immatrikulierte ich mich an der philosophisch-naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Basel und begann das Studium der Physik. Im Frühjahr 1964 legte ich die Vordiplomprüfungen in Experimentalphysik ab und im Frühjahr 1967 erhielt ich das Diplom für Experimentalphysik. Anschliessend an das Grundstudium begann ich unter der Leitung von Prof. Dr. E. Baldinger mit der Ausarbeitung der vorliegenden Dissertation. Zur gleichen Zeit war ich als Assistent am Institut für Angewandte Physik tätig.

Meine Ausbildung verdanke ich den folgenden Herren Professoren: K. Alder, E. Baldinger, E. Baumgartner, P. Diehl, M. Eichler, P. Huber, H. Kuhn, E. Miescher, P. Scherrer, H. R. Striebel, R. Wagner und den Privatdozenten Frau Dr. I. Zschokke, Herrn Dr. R. Conzelmann und Herrn Dr. W. Czaja.

